

Мрифон Гешен

и др. изд.

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

по зам. вед. ред.

ГЕОМАГНЕТИЗМ
И
АЭРОНОМИЯ

Том XII

(ОТДЕЛЬНЫЙ ОТТИСК)

2

МОСКВА · 1972

УДК 551.510

ПРИТОК ТЕПЛА К ЭЛЕКТРОННОМУ ГАЗУ НА ВЫСОТАХ $h > 180$ км

Г. Л. Гдалевич, Н. М. Шютте

Экспериментальные данные о концентрации и температуре электронов, концентрации и температуре нейтральных частиц, полученные при помощи геофизических ракет, использованы для расчета притока тепла к электронному газу. Показано, что охлаждение электронного газа из-за возбуждения тонкой структуры электронных уровней атомарного кислорода играет существенную роль и позволяет объяснить основные особенности профилей электронной температуры и их связи с профилями концентрации электронов и нейтральных частиц.

1. Основным источником нагрева верхней атмосферы является ультрафиолетовое излучение Солнца. В ряде теоретических работ [1—6] показано, что в областях E и F нагрев осуществляется главным образом в результате термализации быстрых фотоэлектронов. Однако в силу неоднозначности данных об эффективных коэффициентах потерь энергии и отсутствия точного описания самих процессов, обуславливающих эти потери, полученные расчетным путем [1—6] высотные зависимости электронной температуры T_e в ряде случаев не совпадают с экспериментальными данными [7, 8]. Учет дополнительных механизмов преобразования энергии [9—11], как и новых данных о величинах потоков солнечных фотонов и сечениях фотоионизации [12], не позволяет пока полностью устранить расхождения между теоретическими и экспериментальными данными.

В связи с этим для дальнейшего изучения механизмов передачи тепла представляло интерес оценить приток тепла к электронному газу по результатам одновременных измерений электронной концентрации n_e , электронной температуры T_e , концентрации n и температуры T_n нейтральных частиц. Измерения, положенные в основу выполненных оценок, проведены на геофизических ракетах осенью 1965 и 1966 гг. в средних широтах в утреннее время при зенитных расстояниях Солнца $91-83^\circ$ в спокойных магнитных и ионосферных условиях [13—15]. Оценка притока тепла к электронному газу по экспериментальным значениям n_e , T_e , T_n , выполненная ранее в работе [13], ограничивалась рассмотрением экспериментальных данных 20.IX 1965 г. При этом учитывались только упругие соударения электронов с ионами атомарного кислорода.

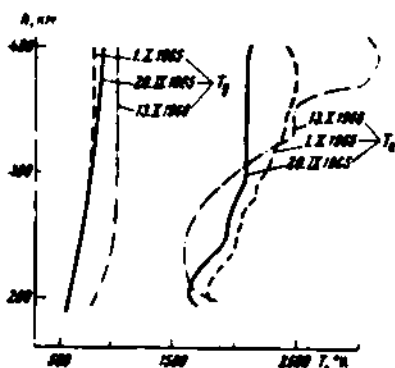
2. На фиг. 1 и 2 показаны высотные профили $T_e(h)$, $T_n(h)$, $n_e(h)$ и отношения $n_e(h) / n(h)$ для высот 180—400 км. Из фиг. 1 видно, что для всех проведенных экспериментов на высотах 180—400 км $T_e > T_n$. Хотя высотные профили электронной температуры имеют немонотонный характер, в исследуемом интервале высот в целом наблюдается тенденция возрастания T_e . Можно также отметить, что на высотах 200—300 км имеет место корреляция между минимумом $T_e(h)$ и максимумом $n_e(h)$. Некоторые авторы пытались объяснить причину корреляции тем, что на высотах 200—300 км электронный газ охлаждается главным образом за счет кулоновских соударений с положительными ионами [16, 17]. Однако из фиг. 1 и 2 видно, что корреляция между величинами T_e и отношением n_e/n отсутствует. Этот

факт указывает, что в установлении равновесных значений T_e существенную роль играют другие процессы, связанные с абсолютными значениями n_e и n_i .

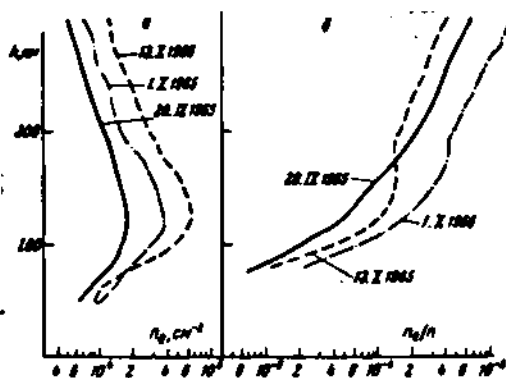
3. Для оценки притока тепла к электронному газу использовано стационарное уравнение баланса *

$$\frac{\partial}{\partial h} \left(K \sin^2 I \frac{\partial T_e}{\partial h} \right) = Q_e(h) - L_e(h), \quad (1)$$

где Q_e — скорость притока тепла к электронному газу; L_e — скорость передачи тепла от электронного газа нейтральному и ионному газу; K — ко-



Фиг. 1



Фиг. 2

эффициент теплопроводности электронного газа; I — угол магнитного наклонения.

Для определения скорости передачи тепла L_e в уравнении (1) использовались выражения, выведенные в [1, 2] в предположении, что основными механизмами потерь энергии электронным газом являются соударения с нейтральными частицами концентрации $n(x)$ и положительными ионами:

а) упругие соударения с атомарным кислородом

$$L_e(O) = \frac{3}{2} k n_e n(O) T_e^{3/2} (T_e - T_s) \cdot 10^{-16} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана;

б) упругие соударения с молекулярным азотом и возбуждение вращательных уровней молекул N_2

$$L_e(N_2) = \frac{3}{2} k n_e n(N_2) (T_e - T_s) [7,6 \cdot 10^{-16} T_e + (1,2 \cdot 10^{-11} - 5,6 \cdot 10^{-12} T_s)] \cdot \text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}; \quad (3)$$

в) упругие соударения с молекулярным кислородом

$$L_e(O_2) = \frac{3}{2} k n_e n(O_2) (T_e - T_s) (4 \cdot 10^{-14} T_e - 8 \cdot 10^{-13}) \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-3} \text{ сек}^{-1}; \quad (4)$$

г) упругие соударения с положительными ионами. Для интервала высот 200—400 км в качестве основного иона рассматривался ион O^+ . Таким

* При подъеме и спуске ракеты значения T_e на одних и тех же высотах были равны.

образом

$$L_e(t) = \frac{3}{2} k \frac{n_e^2 (T_e - T_s) T_e^{3/2}}{268} \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}. \quad (5)$$

В работах [10—12] показано, что одним из эффективных механизмов охлаждения электронного газа является возбуждение тонкой структуры электронных уровней атомарного кислорода [$e + O(^3P_2) \rightarrow e + O(^3P_1)$]. Потери энергии за счет этого процесса оценивались в виде

$$L_e^*(O) = 10^{-14} n_e n(O) T_e^{-1} (T_e - T_s) (5.92 - 4.68 \cdot 10^{-4} T_e) \times \\ \times (9.06 + 6.57 \cdot 10^{-4} T_e) \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \text{сек}^{-1}. \quad (6)$$

В итоге скорость передачи тепла L_e определялась так:

$$L_e = L_e(O) + L_e(N_2) + L_e(O_2) + L_e^{(1)} + L_e^*(O). \quad (7)$$

Возбуждение метастабильного уровня 1D атомарного кислорода [18] при этом не учитывалось, так как охлаждение электронного газа за счет этого процесса оказалось пренебрежимо малым по сравнению с процессами (2) — (6).

Следует отметить, что при выводе выражений для $L_e(x)$ разные авторы используют различные величины момента переноса энергии при соударении электрона с нейтральной частицей [6, 19]. При этом возможная неопределенность абсолютных значений $L_e(x)$ может достигать фактора 2.

Член уравнения (1), обусловленный теплопроводностью электронного газа, оценивался исходя из того, что коэффициент теплопроводности полностью ионизованной плазмы имеет вид [20]

$$K_{ei} = 7.7 \cdot 10^9 T_e^{3/2} \text{ эв} \cdot \text{см}^{-1} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1} \text{ сек}^{-1}. \quad (8)$$

Принимая во внимание, что реальная ионосфера не представляет собой полностью ионизованной среды, теплопроводность электронного газа определялась в виде [19]

$$K_e = K_{ei} / (1 + K_{ei} / K_{ei}), \quad (9)$$

где K_{ei} имеет следующее выражение [6]

$$K_{ei} = \frac{57 n_e T_e^{3/2}}{\sum_x n(x) \bar{Q}_D(x)}. \quad (10)$$

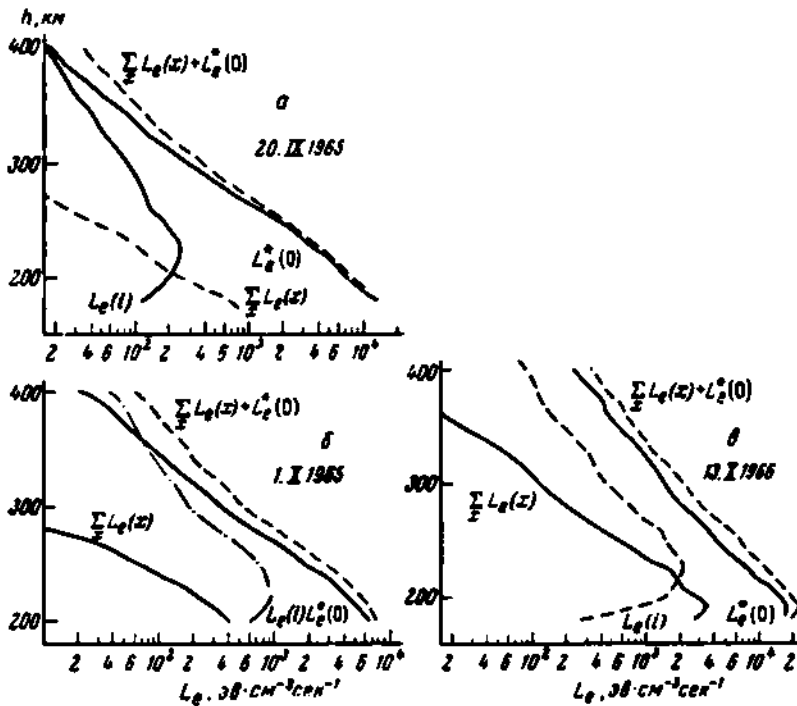
Здесь $\bar{Q}_D(x)$ — вероятность передачи энергии при соударении для O , O_2 , N_2 :
 $\bar{Q}_D(O) = 10^{-15} \text{ см}^2$;

$$\bar{Q}_D(O_2) = 2.2 \cdot 10^{-15} (1 + 3.6 \cdot 10^{-3} T_e^{1/2}) \text{ см}^2;$$

$$\bar{Q}_D(N_2) = 2.82 \cdot 10^{-17} (1 - 1.21 \cdot 10^{-4} T_e) T_e^{1/2} \text{ см}^2.$$

4. Вычисленные зависимости скорости передачи тепла $L_e(h)$ приведены на фиг. 3. Неоднозначность полученных значений $L_e(h)$ за счет неопределенности исходных значений $n_e(h)$, $T_e(h)$, $T_s(h)$ и $n_s(h)$ не превышает фактора 1,5. Из фиг. 3 видно, что действительно на высотах 200—400 км охлаждение электронного газа за счет возбуждения атомарного кислорода оказывается наиболее эффективным. При этом с ростом концентрации атомарного кислорода вклад этого процесса в охлаждение электронного газа увеличивается и превышает потери энергии при соударениях с положительными ионами вплоть до высот ~ 400 км.

Для эксперимента 13.X 1966 г. плотность нейтральных частиц на высотах 200—400 км была существенно выше, чем для экспериментов 1965 г. [15]. Соответственно потери энергии электронным газом за счет соударений с нейтральными частицами и положительными ионами осенью 1966 г. были выше, чем осенью 1965 г. Из фиг. 3а и 3б видно, что 20.IX 1965 и 1.X 1965 г. в области высот 200—300 км потери энергии при взаимодействии электронного газа с нейтральными были примерно одинаковы. Поэтому можно полагать, что более высокая электронная температура 1.X 1965 обусловлена тем, что электронная концентрация 1.X 1965 была больше, чем



Фиг. 3

20.IX 1965 г. (см. фиг. 1). С другой стороны, хотя электронная концентрация n_e в 1966 г. была больше и даже отношение n_e / n 13.X 1966 г. на высотах 200—300 км было выше, чем 20.IX 1965 г., значения $T_e(h)$ оказались наименьшими. Сопоставлением данных фиг. 3 можно объяснить этот эффект. Очевидно рост концентрации нейтральных частиц, и особенно атомарного кислорода, привел к увеличению потерь энергии на возбуждение электронных уровней атомарного кислорода, что и обусловило минимум значений $T_e(h)$ на этих высотах.

Выше 300 км наблюдался резкий рост $T_e(h)$ для 13.X 1966 г. по сравнению с 1965 г. и отсутствовала корреляция между отношением $n_e(h) / n(h)$, потерями энергии при соударениях с нейтральными частицами и значениями $T_e(h)$. Это, по-видимому, означает, что на таких высотах существенным становится нелокальный механизм передачи тепла, и приток тепла к электронному газу испытывает большие влияния состава среды и изменяющихся внешних условий.

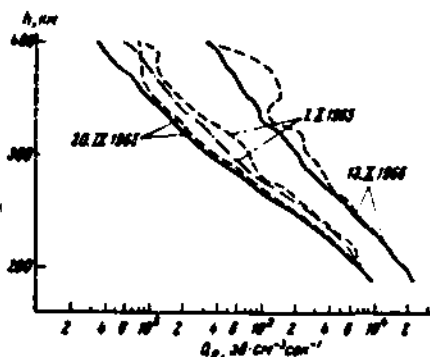
На фиг. 4 приведены полученные высотные зависимости притока тепла к электронному газу $Q_e(h)$. Сплошные и штрих-пунктирные кривые получены при учете только локальных процессов; штриховые учитывают

также и теплопроводность. Теплопроводность электронного газа начинает влиять на величину притока тепла на высотах, больших 300 км.

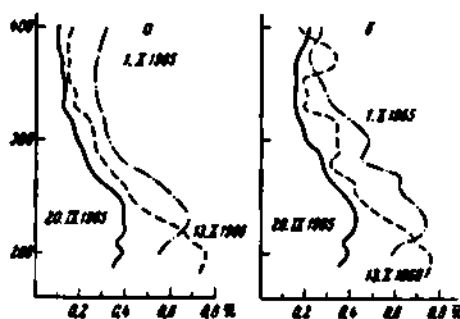
5. Как известно [4], в общем случае энергия, приобретаемая электронным газом в результате ионизации верхней атмосферы солнечным ультрафиолетовым излучением, может быть определена из выражения

$$Q_e(h) = \int \kappa(E, h) f(E, h) E dE, \quad (11)$$

где $\kappa(E, h)$ — эффективность передачи энергии электронному газу фотоэлектронами с энергией E ; $f(E, h)$ — число фотоэлектронов, возникающих в единицу объема в единицу времени с первоначальной энергией в интервале от E до $E + dE$.



Фиг. 4



Фиг. 5

Для описываемых экспериментов скорость образования ионно-электронных пар определялась для довольно широких спектральных интервалов солнечного излучения [15]: λ 1050—910 Å, λ 910—600 Å, λ 600—370 Å, λ 370—165 Å, λ 165—31 Å. В связи с этим выражение (11), определяющее $Q_e(h)$, принимает следующий вид:

$$Q_e(h) = \bar{\kappa}(h) E(h) \sum_{\Delta\lambda} q(\Delta\lambda, h), \text{ эв} \cdot \text{см}^{-3} \text{сек}^{-1}, \quad (12)$$

где $\bar{\kappa}(h)$ — средняя эффективность передачи энергии фотоэлектронами электронному газу; $E(h)$ — средняя кинетическая энергия возникающих фотоэлектронов, $q(\Delta\lambda, h)$ — число образуемых в $\text{см}^3/\text{сек}$ ионно-электронных пар под действием излучения в интервале длин волн $\Delta\lambda$.

Проведенные оценки показали, что для рассматриваемых высот вклад таких источников нагрева электронного газа, как вторичные электроны, а также приток тепла за счет соударений тепловых электронов с молекулами N_2 , у которых возбуждены вибрационные уровни [9], незначителен по сравнению с солнечным ультрафиолетовым излучением. Полагая, что основной источник нагрева электронного газа — солнечное излучение, из выражений (1) и (12), зная $E(h)$, можно определить высотную зависимость $\kappa(h)$.

Для оценок средней кинетической энергии $E(h)$ использовались экспериментальные данные о скорости ионообразования за счет излучения указанных диапазонов длин волн и расчетные данные средней энергии фотоэлектронов [21], возникающих в результате ионизации атмосферного газа солнечным излучением узких спектральных интервалов. На высотах 200—

400 км величины $E(h)$ изменялись от 20 до 10 эв, при этом высотные изменения E для каждого эксперимента не превышали 30%. Предельные значения $E(h)$ представлены в таблице.

Согласно оценкам работы [21], средняя энергия фотоэлектронов E на высотах $h > 200$ км при зенитных расстояниях $z_0 = 80^\circ$ равна примерно 15 эв и слабо зависит от высоты.

Полученные зависимости $\bar{\kappa}(h)$ приведены на фиг. 5. При этом значения $\bar{\kappa}(h)$ на фиг. 5а соответствуют тому случаю, когда теплопроводность электронного газа не учитывалась, а на фиг. 5б — с учетом теплопроводности. Сравнение фиг. 5а и 5б показывает, что теплопроводность электронного газа изменяет профиль $\bar{\kappa}(h)$ практически на высотах $h > 300$ км.

Для описываемых экспериментов максимальным значениям $\bar{\kappa}(h)$ соответствовала область высот 200—240 км. В области этих же высот наблюдался и наибольший высотный градиент в зависимостях $\bar{\kappa}(h)$. Выше 300 км эффективность нагрева электронного газа в целом незначительно меняется с высотой.

Абсолютные значения $\bar{\kappa}(h)$ для $h > 300$ км составляют 0,15—0,3.

В высотных профилях $\bar{\kappa}(h)$ обращают на себя внимание большие значения $\bar{\kappa}$ в области 200 км. Если ультрафиолетовое

излучение Солнца действительно единственный источник нагрева на высотах области F , то полученные данные свидетельствуют о том, что эффективность нагрева электронного газа фотоэлектронами может достигать в ряде случаев 70—80%. Либо на высотах 200 км определенную роль играют дополнительные источники нагрева электронного газа, не принятые во внимание в данном рассмотрении. В частности, например, не учтены такие источники, как электронные потоки из протоносферы, электрические поля, магнитогидродинамические волны и др.

Следует иметь в виду также и то, что используемые в работе значения концентраций атомарного кислорода, определяющие потери энергии за счет его возбуждения, могли быть завышены, так как для их определения использовались теоретические значения эффективного сечения поглощения атомарного кислорода из [22]. Экспериментальные измерения сечений поглощения для O оказались, как известно, примерно на 50% выше теоретических [23]. Если концентрация атомарного кислорода была завышена, следовательно, завышенными должны быть и величины потерь энергии при возбуждении тонкой структуры электронных уровней атомарного кислорода, что тоже могло обусловить завышенные значения $\bar{\kappa}(h)$ на высотах 200—300 км. Наблюдающийся минимум в температурных профилях электронного газа на этих высотах обусловлен, по-видимому, большими потерями тепла на возбуждение тонкой структуры электронных уровней атомарного кислорода. Это означает, что на высотах 200—300 км процессы взаимодействия электронного газа с нейтральным в значительной степени регулируют равновесную электронную температуру и что эффективный нагрев электронного газа существенно зависит от концентрации нейтральных частиц.

Полученные профили $\bar{\kappa}(h)$ отличаются от значений $\bar{\kappa}(h)$, приведенных в работе [13]. Это различие обусловлено учетом в данном случае в процессах передачи тепла электронному газу механизмов взаимодействия электронов с нейтральными частицами. Учет потерь энергии за счет взаимодействия «горячих» электронов с нейтральным газом, и особенно возбуждения тонкой структуры электронных уровней атомарного кислорода, позволяет

Дата	E_{\max} , эв	E_{\min} , эв
20.IX 1965	14	11
1.X 1965	20	16
13.X 1966	21	16

дать объяснение основным особенностям экспериментальных профилей электронных температур и их связи с профилями концентраций электронов и нейтральных частиц.

ЛИТЕРАТУРА

1. W. B. Hanson. *Space Res.*, 1963, 3, 282.
2. A. Dalgarno, M. B. McElroy, R. J. Moffett. *Planet. Space Sci.*, 1963, 11, 463.
3. Y. E. Geisler, S. A. Bowhill. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, 1965, 27, 457.
4. A. V. da Rosa. *J. Geophys. Res.*, 1966, 71, 4107.
5. A. Dalgarno, M. B. McElroy, J. C. G. Walker. *Planet. Space Sci.*, 1967, 15, 331.
6. P. M. Banks. *Proc. IEEE*, 1969, 57, 258.
7. J. V. Evans. *Planet. Space Sci.*, 1965, 13, 1031; 1967, 15, 1387.
8. J. V. Evans. *J. Geophys. Res.*, 1967, 72, 3343.
9. J. C. G. Walker. *Planet. Space Sci.*, 1968, 16, 321.
10. A. Dalgarno, T. C. Degges. *Planet. Space Sci.*, 1968, 16, 125.
11. J. R. Herman, S. Chandra. *Planet. Space Sci.*, 1969, 17, 1247.
12. A. Dalgarno, M. B. McElroy, M. H. Rees, J. C. G. Walker. *Planet. Space Sci.*, 1968, 16, 1371.
13. К. И. Грингауз, Г. Л. Гдалевич, В. А. Рудаков, Н. М. Шютте. *Геомат. и аэронавиг.*, 1968, 8, 224.
14. В. А. Рудаков, И. А. Кнорин. *Сб. «Ионосферные исследования»*, № 20, «Наука», 1972 (в печати).
15. N. M. Shutte, I. A. Knorin. *Space Res.*, 1969, 9, 267.
16. H. Carru, M. Petit, P. Waldenfel. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, 1967, 29, 351.
17. P. B. Rao. *J. Geophys. Res.*, 1968, 73, 1661.
18. A. Dalgarno. *Advances in atomic and molecular physics*, 1968, 4, 381.
19. P. M. Banks. *Planet. Space Sci.*, 1966, 14, 1065.
20. P. M. Banks. *Ann. géophys.*, 1966, 22, 577.
21. T. Tohmatsu, T. Ogawa, H. Tsuruta. *Rept. Ionosphere Space Res. Japan*, 1965, 19, 482.
22. A. Dalgarno, D. Parkinson. *J. Atmos. and Terr. Phys.*, 1960, 18, 335.
23. R. B. Cairns, J. A. Samson. *Phys. Rev.*, 1965, 139A, 1403.

Радиотехнический институт
АН СССР

Статья поступила
31 августа 1970 г.